

энтропии может быть связано с наличием небольшого магнитного момента на атомах палладия, вследствие индуцирования спиновых флуктуаций в 4d зоне палладия.

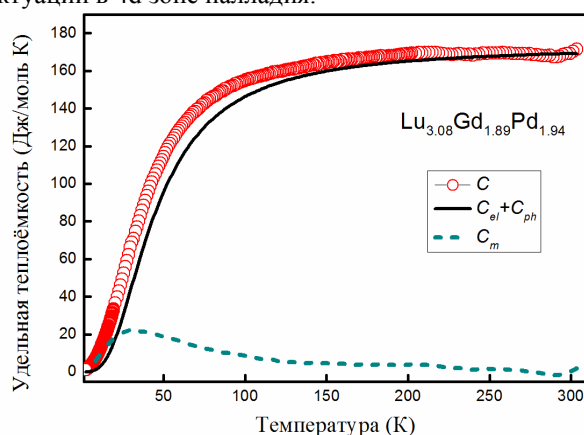


рис. 1. Температурная зависимость теплоемкости $\text{Lu}_{3.08}\text{Gd}_{1.89}\text{Pd}_{1.94}$, где C – измеренная теплоёмкость образца, C_{el} , C_{ph} – электронный и решёточный вклады в теплоёмкость, C_m – магнитный вклад в теплоёмкость.

Список публикаций:

1. T.Samanta, I. Das, S. Banerjee//J. Appl. Phys. Lett. – 2007. V. 91, P. 082511

2.A.F. Gubkin, E. A. Sherstobitova, P. B. Terentyev, A. Hoser, N. V. Baranov// J. Phys.: Condens. Matter. 2013. V. 25. P. 236003

Магнитокристаллическая анизотропия соединений YCo_3 и YFe_3

Гараева Татьяна Вадимовна

Болячкин Антон Сергеевич, Незнахин Дмитрий Сергеевич, Барташевич Михаил Иванович

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина

Болячкин Антон Сергеевич

garaeva-t@mail.ru

Важной частью изучения магнитных материалов является исследование их магнитной анизотропии, так как она во многом определяет особенности и характеристики процессов перемангничивания в них, размер и форму магнитных доменов и т.д. [1]. Магнитокристаллическая анизотропия является одним из вкладов в магнитную анизотропию. Классический способ определения констант магнитокристаллической анизотропии, заключается в анализе процессов намагничивания соответствующего монокристалла. Современный уровень исследований и возросшая точность измерений позволяет проводить данный анализ, учитывая все большее количество особенностей процессов намагничивания, в частности анизотропию намагниченности и парамагнитную восприимчивость [2]. Данная работа посвящена исследованию процессов намагничивания и определению констант магнитокристаллической анизотропии высокоанизотропных монокристаллов YFe_3 и YCo_3 , в которых перечисленные особенности ярко выражены.

Исследованные в работе монокристаллы имеют ромбоэдрическую кристаллическую структуру типа PuNi_3 (пространственная группа $R\bar{3}m$), однако обладают разными типами магнитокристаллической анизотропии: ось легкого намагничивания (ОЛН) в случае YCo_3 и плоскость легкого намагничивания (ПЛН) в случае YFe_3 . На магнитоизмерительной установке MPMS XL7 EC измерены кривые намагничивания монокристаллов вдоль с-оси и базисной плоскости в температурных интервалах от 2 К до 330 К (YCo_3) и 570 К (YFe_3). Пользуясь методом Белова-Аррота [3,4], определены температуры Кюри: $T_C = 330$ К для YCo_3 и $T_C = 552$ К для YFe_3 . Интервалы кривых намагничивания монокристаллов вдоль ОЛН/ПЛН и плоскости/оси трудного намагничивания (ПТН/ОТН), соответствующие техническому насыщению, линейно аппроксимированы для определения намагниченностей насыщения и парамагнитных восприимчивостей вдоль данных направлений. Так, при температуре 280 К намагниченности насыщения YFe_3 принимают значения $M_{\text{ПЛН}} = 675,5 \pm 0,3$ Гс и $M_{\text{ОТН}} = 641,5 \pm 0,4$ Гс, в чем проявляется явление анизотропии намагниченности [6], для количественной характеристики которой удобно ввести безразмерный параметр $p = (M_{\text{ПЛН}} - M_{\text{ОТН}}) / M_{\text{ПЛН}}$, $p = 6\%$. В соединении YCo_3 p достигает значения более 10%. Природа данного эффекта для зонных магнетиков заключается в анизотропной частичной разморозке орбитального магнитного момента 3d ионов. В таких случаях, когда анизотропия намагниченности и парамагнитная восприимчивость существенны, анализ кривых $M(H)$ методом Саксмита-Томпсона должен выполняться в модифицированном виде [5], учитывающем данные особенности. С помощью данного метода были определены температурные зависимости констант магнитокристаллической анизотропии $K_1(T)$ и $K_2(T)$ для монокристаллов (рис. 1).

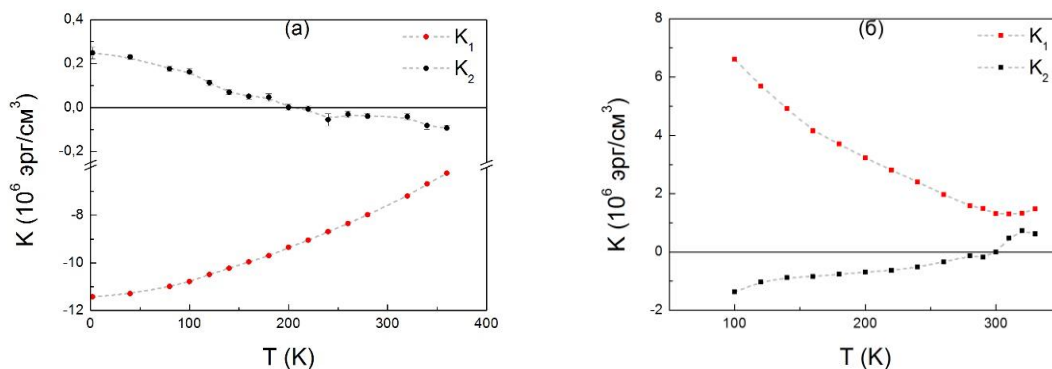


рис.1. Температурные зависимости констант магнитокристаллической анизотропии K_1 и K_2 монокристаллов YFe_3 (а) и YCo_3 (б).

Список публикаций:

- [1] В. Ю. Ирхин, Ю. П. – Ирхин Екатеринбург : УрО РАН, 2004
- [2] Sucksmith W., Thompson J., Proc. R. Soc. Lond. A – The Royal Society, V. 225, 362-375 (1954)
- [3] K.P. Belov, A.N. Goryaga, Fiz. Met. Metalloved 2 (1956)
- [4] A. Arrott, Phys. Rev. 108, 1394–1396 (1957)
- [5] A. S. Bolyachkin, D. S. Neznakhin, M. I. Bartashevich, J. of Appl. Phys. V. 118, 213902 (2015)
- [6] Coey J. M. D.. – Cambridge University Press, 614 p. (2010)

Параметры локальных петель гистерезиса топологически различных динамических магнитных доменов в плёнках ферритов-гранатов

Геревенков Пётр Игоревич

Л.Ю. Агафонов

Институт естественных наук и математики УрФУ

Памятных Лидия Алексеевна, к.ф.-м.н.

petr.gerevenkov@yandex.ru

Изучение динамических процессов, протекающих в магнетиках в переменных магнитных полях, является актуальной научной задачей [1,2].

Явление самоорганизации в магнитных средах описано в [1]. В тонких плёнках ферритов-гранатов в переменных магнитных полях звуковых частот были обнаружены процессы самоорганизации в массиве магнитных доменов, которое заключается в формировании упорядоченных динамических доменных структур (ДС), таких как спиральные динамические домены (СДД).

В ряде работ [3,4] рассмотрены особенности динамических петель гистерезиса плёнок ферритов-гранатов с перпендикулярной анизотропией и фактором качества $Q \gg 1$ в амплитудной области формирования СДД. Обнаружен эффект мигающей петли гистерезиса и аномалии на зависимостях намагниченности и площади петель от амплитуды внешнего поля в амплитудной области формирования СДД [5].

Однако статистический характер формирования и значительное изменение геометрических параметров СДД со временем не позволяет выделить некоторую область образца, петли гистерезиса которой соответствовали бы доменным структурам определённой топологии. В данной работе путём анализа магнитооптических изображений доменных структур проведены измерения локальной намагниченности областей плёнки, занимаемых существующими одновременно топологически различными структурами (СДД и неупорядоченной лабиринтной ДС).

Исследование выполнено на эпитаксиальной плёнке феррита-граната состава $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ толщиной 8 мкм с фактором качества $Q = 73$. Доменная структура образца (рис.1а.) визуализировалась с помощью магнитооптического эффекта Фарадея в стробоскопическом режиме. Измерения производились в гармоническом магнитном поле, перпендикулярном плоскости образца, с частотой $f = 2.5$ кГц и варьируемой амплитудой. Параметры топологически различных динамических ДС измерялись путём анализа полученных магнитооптических изображений с помощью специально разработанного программного обеспечения. Оценка относительной намагниченности локальных областей образца производилась по формуле: $M / M_s = (S_+ - S_-) / (S_+ + S_-)$, где M – намагниченность, M_s – намагниченность насыщения, S_+ и S_- – площади магнитных фаз.